

# ÉMERGENCE DE FLATICONS DANS LES FIBRES OPTIQUES

Bastien Varlot <sup>1</sup>, Stefan Wabnitz <sup>2</sup>, Julien Fatome <sup>1</sup>, Guy Millot <sup>1</sup> et Christophe Finot <sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, Dijon, France*

<sup>2</sup> *Department of Information Engineering, Università di Brescia, Brescia, Italy*

[christophe.finot@u-bourgogne.fr](mailto:christophe.finot@u-bourgogne.fr)

## RÉSUMÉ

Nous étudions expérimentalement la propagation non-linéaire d'une onde continue menant à l'émergence d'impulsions au sommet plat et sans dérive de fréquence. Ces impulsions, appelées flaticons, subissent une évolution auto-similaire de leur partie centrale et présentent des oscillations temporelles marquées dans leurs flancs.

**MOTS-CLEFS :** *optique non—linéaire fibrée, structures cohérentes, onde scélérate.*

## 1. INTRODUCTION

Dans l'histoire de l'optique non-linéaire, il y a souvent eu une fertilisation croisée avec le champ de l'hydrodynamique, notamment concernant l'étude des phénomènes de propagation d'ondes non-linéaires. Les exemples où une analogie entre ces deux domaines peut être dressée sont nombreux : la cassure d'une vague sur une plage et la propagation d'une impulsion ultrabrève dans une fibre optique à dispersion normale, l'auto-filamentation de faisceaux lumineux et la désintégration de séries de vagues en plein océan, les solitons sombres dans les fibres optiques et maintenant dans les vagues de surface, les ondes extrêmes désormais expliquées dans le domaine de l'optique... En eaux peu profondes, le croisement de courants se propageant avec des directions contraires peut conduire à la formation de vagues conséquentes (les vagues « sneaker ») sources potentielles de dégâts côtiers sévères. Une dynamique similaire se déroule dans les fibres optiques : dans les références [1] et [2], il a été montré numériquement et analytiquement qu'un faisceau lumineux continu soumis à une modulation périodique de sa fréquence en créneau évolue lors de sa propagation dans une fibre à dispersion normale, en un train d'impulsions stables et intenses.

Dans ce contexte, le mécanisme physique amenant à la formation de ces structures est la collision entre le front d'onde montant, plus lent et positivement chirpé et le front descendant, plus rapide et négativement chirpé. Compte-tenu de la forte platitude de ces structures non-linéaires, nous les avons baptisées flaticons. De manière assez remarquable, et en accord avec les prédictions de [2], les flaticons subissent une évolution auto-similaire, entraînant une expansion linéaire de leur largeur temporelle tout en maintenant leur puissance-crête constante.

Dans ce travail, nous décrivons la première génération expérimentale d'impulsions flaticons dans des fibres optiques, en exploitant la remise en forme non-linéaire et dispersive d'un faisceau continu intense modulé périodiquement en phase [1, 3].

## 2. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Le montage expérimental utilisé pour la démonstration de la génération de flaticons est schématisé par la Fig. 1 et repose exclusivement sur des composants disponibles commercialement et adaptés à l'utilisation télécom. Le montage peut être divisé en deux parties. La première a pour objectif d'imprimer sur un signal continu la modulation de phase requise. Pour obtenir une amplitude de modulation bien supérieure à la valeur de  $\pi$  rad qui est habituellement disponible à partir de modulateurs de phase optimisés pour les applications télécom, nous nous sommes tournés vers le phénomène de modulation de phase croisée (XPM) où un signal modulé en intensité modifie la phase d'un signal continu se propageant dans une fibre hautement non-linéaire de 1 kilomètre ayant une faible dispersion normale. La pompe est modulée tout d'abord par un modulateur d'intensité (MI) alimenté par une horloge sinusoïdale puis par un modulateur de phase (MP) à une

fréquence bien plus basse afin d'éviter le développement de la rétrodiffusion Brillouin. Un second modulateur d'intensité permet le découpage de séquences d'une durée de 800 ps se répétant toutes les 2.56 ns. Cette opération nous permet d'accroître, à puissance moyenne fixée, la puissance crête du signal par un facteur 3. Afin de compenser les pertes optiques induites par les différents modulateurs et pour limiter l'accumulation de bruit d'amplification spontanée, un pré-amplificateur à base de fibre dopée erbium (EDFA) est inséré, suivi par un filtre passe bande optique (FOPB). Un amplificateur haute puissance (HP EDFA) est ensuite utilisé pour atteindre le niveau de puissance souhaité à l'entrée d'une fibre hautement non-linéaire (HNLF) dans laquelle est également injecté le germe continu. En sortie de la fibre HNLF, ce germe est isolé par l'intermédiaire d'un second FOPB. Grâce à la XPM, une amplitude de modulation de 12 rad peut être obtenue pour une puissance de pompe de 0.6 W.

La seconde partie du montage expérimental repose sur un HP-EDFA suivi d'une fibre à zéro de dispersion décalé (NZ-DSF) d'une longueur de 10 km et présentant une dispersion de  $5 \text{ ps}^2/\text{km}$  pour un coefficient non-linéaire de  $1.7 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  et une atténuation linéaire de  $0.2 \text{ dB/km}$ . En sortie de la fibre, un oscilloscope à échantillonnage optique (OEO) ayant une résolution de l'ordre de la picoseconde est employé pour enregistrer directement le profil d'intensité temporel du train de flatcons généré.

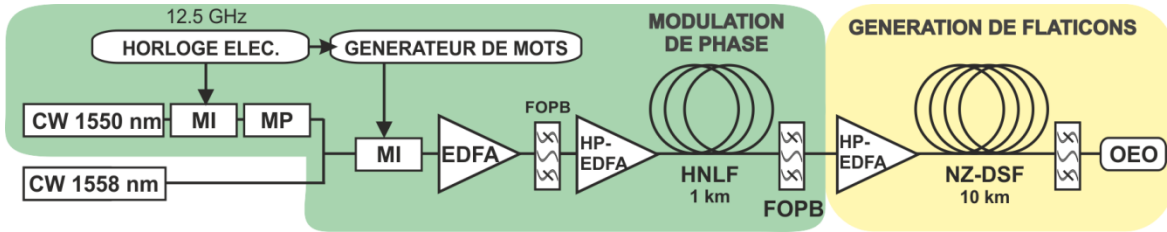


Fig. 1. Montage expérimental.

### 3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les résultats expérimentaux obtenus pour trois niveaux de signaux injectés dans la fibre NZ-DSF sont représentés sur la Fig. 2a et sont comparés aux simulations numériques issues de la résolution de l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL). L'accord est tout à fait satisfaisant et l'expérience confirme plusieurs propriétés essentielles des flatcons. Ainsi, nous pouvons tout d'abord souligner que les impulsions obtenues pour des puissances suffisamment élevées présentent un profil d'intensité avec une partie supérieure significativement aplatie combinée à des oscillations marquées dans les ailes. La structure non-linéaire résultante repose sur un fond continu non-nul. Nous constatons néanmoins que le contraste des oscillations expérimentales est réduit par rapport aux valeurs attendues des simulations numériques. Nous attribuons cette réduction de contraste à la résolution temporelle finie de l'OSO ainsi qu'à l'influence du bruit résiduel induit par les trois étages successifs d'amplification. À basse puissance, la fréquence critique  $f_c$  définie par  $f_c = \sqrt{\gamma P / \beta_2} / \pi$  est réduite si bien que le saut total de fréquence  $f_s$  (i.e. deux fois le produit du taux de répétition par l'amplitude de la modulation de phase  $\varphi_s$ ) dépasse  $f_c$ . Dans ce contexte et comme prédit dans [1], aucun flatcon stable ne peut être généré.

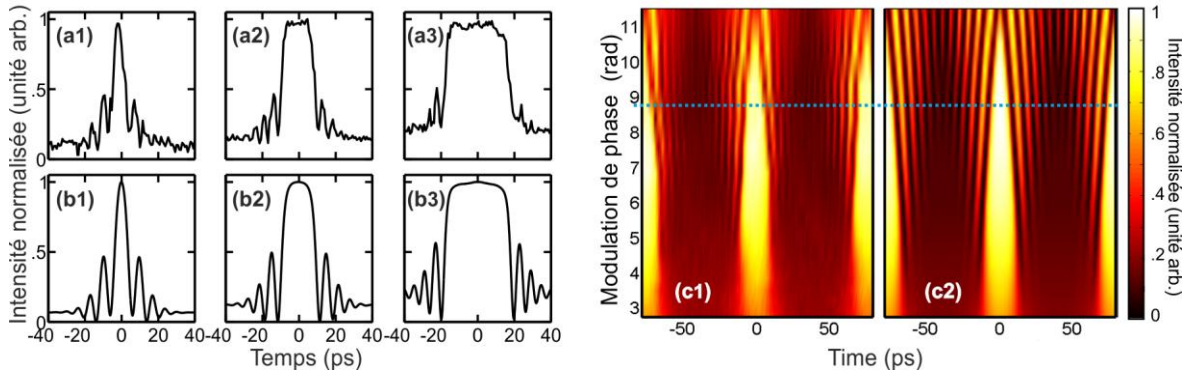


Fig. 2. (a-b) Profils temporels d'intensité en sortie de la fibre DSF pour une amplitude de modulation de la phase optique de 6.75 rad, et pour trois puissances initiales différentes : 1) 19 dBm, 2) 24 dBm et 3) 28 dBm. Les résultats expérimentaux (panneaux a) sont comparés avec les résultats issus de l'intégration numériques de l'ESNL (panneaux b). (c) Évolution du profil d'intensité en fonction de l'amplitude de modulation initiale de la phase. Les résultats expérimentaux (c1) sont comparés avec les simulations numériques (c2). La ligne bleue correspond à l'amplitude de modulation de la phase associée à un saut fréquentiel de  $24 f_c$ .

En jouant sur la puissance injectée dans la fibre HNLF, nous avons étudié l'impact du niveau de modulation de phase initiale pour une puissance de signal injecté dans la DSF fixe de 250 mW. Différents régimes sont observés comme mis en évidence dans la Fig. 2c1. Pour les faibles modulations de la phase initiale, les oscillations typiques attendues dans les ailes des flatcons ne sont pas observées. Pour une amplitude de modulation de la phase comprise entre 5 et 8 rad, la signature des impulsions flatcons est clairement visible. Pour une modulation supérieure à 10 rad, le saut de fréquence  $f_s$  devient trop élevé, conduisant à une forme instable d'impulsion. Cette valeur peut qualitativement reliée au seuil théorique de  $2.4 f_c$  estimé à 8.9 rad en l'absence de pertes optiques [1]. Toutes ces observations sont totalement cohérentes avec les simulations numériques résumées par la Fig. 2c2.

## CONCLUSION

Nous avons mené à bien la première démonstration expérimentale de la génération d'impulsions flatcons dans une fibre optique non-linéaire à dispersion normale. La remise en forme d'un signal continu modulé périodiquement en phase conduit à l'émergence d'impulsions intenses reposant sur un fond continu. Les résultats expérimentaux révèlent des oscillations marquées dans les flancs des impulsions. L'expérience confirme également que l'hypothèse d'une modulation triangulaire de la phase n'est une obligation stricte et qu'une modulation sinusoïdale peut convenir.

La génération de flatcons représente une avancée théorique permettant de mieux cerner la dynamique non-linéaire et l'émergence de vagues scélérates en régime d'eaux peu profondes. Nous espérons, qu'à l'image de mise en évidence du soliton de Peregrine, cette étape ouvre la voie à de nouvelles études dans le domaine de l'hydrodynamique afin de mieux appréhender les mécanismes à l'origine des ondes sneakers.

## RÉFÉRENCES

- [1] S. Wabnitz, C. Finot, J. Fatome, and G. Millot, "Shallow water rogue wavetrains in nonlinear optical fibers. Phys. Lett. A **377**, 932-939 (2013).
- [2] G. Biondini, and Y. Kodama, "On the Whitham equations for the defocusing nonlinear Schrodinger equation with step initial data. J. Nonlinear Sci. **16**, 435-481 (2006).
- [3] B. Varlot, S. Wabnitz, J. Fatome, G. Millot, C. Finot, "Experimental observation of optical flaticon pulses," Opt. Lett. **38**, 3899-3902 (2013).